한국해양공학회지 제14권 제2호, pp 19~27, 2000 (ISSN 1225-0767)

초대형 부유식 해양구조물의 유탄성 응답에 대한 해석 방법

신현경* · 이호영* · 신현수** · 박인규**
*울산대학교 공과대학 수송시스템공학부
**현대중공업(주) 선박해양연구소

Analysis Methods of Hydroelastic Responses for a Very Large Floating Structure

H. SHIN*, H. Y. LEE*, H. S. SHIN** AND I. K. PRAK**
*School of Transportation Systems Engineering, University of Ulsan, Ulsan 680-749, Korea
**Hyundai Heavy Industry Co. Ltd., Ulsan 680-749, Korea

KEY WORDS: Source-dipole distribution method 소오스-다이폴 분포법, Pressure disribution mehod 압력분포법, Finite element method 유한요소법, Mode expansion method 모드 전개법, Hydroelastic responses 유탄성응답

ABSTRACT: *In this paper, hydroelastic responses of a very large floating structure(VLFS) are studied theoretically. We have been developed the source and dipole distribution method and pressure distribution method to evaluate the hydrodynamic pressures. The problem of vertical structural responses due to waves are calculated by using finite element method(FEM) and modal expansion method of a free-free beam. Hydroelastic responses of VLFS in waves are computed by four methods developed in this paper. As a result, the theoretical results of motion responses show good agreements with experimental ones.*

1. 서 론

최근에 길이가 수천 미터가 되는 초대형 부유식 해양 구조물의 기술연구가 일본을 비롯한 여러 나라에서 왕성하게 이뤄지고 있다.

일본에서 제안되고 있는 해상공항 구상에서는 길이 5000m, 폭 1000m, 깊이 10~20m의 상자형 구조를 가지는 초대형 부유식 해양구조물이 고려되고 있다.

이와 같은 초대형 해양구조물은 관심있는 영역의 파의 파장이 구조물의 길이에 비하여 매우 짧고, 구조물에 탄성응답이 일어나, 상대적으로 구조물의 작은 강성 때문에 선박이나 일반적인 해양구조물의 강체 운동만 고려하는 것은 합당하지 않다. 초대형 해양구조물의 유체력을 계산하기 위해 선형 포텐셜 이론이 도입된다. 유체력에 대한 완전한 해를 산정하기 위해서는 강체 운동에 대한 6개의 방사문제와 산란문제의 힘 성분에 더하여 유탄성 응답의 일반화된 여러 개의 모드와 관련된 확장된(generalized) 방사 문제의 성분을 포함하여야 한다.

이런 문제의 해석에서 어려움 중의 하나는 수치해석 결과의 정도가 보장되지 않는 매우 짧은 파에 대해서도 계산이 정확해야 된다. 특히 초대형 해양구조물의 길이가 수천 미터가 될 때, 구조물의 길이의 1/50 ~1/100의 크기의 파도에 대해서도 수치 계산은 충분히 실행되어야 한다.

초대형 부유식 해양 구조물의 유체력을 계산하기 위해 주로 세 가지 방법이 사용되었다. 첫째 방법은 초대형 부유식 해양구조물은 자유표면 위의 사각형 평판으로 근사 시키고, 구조물의 응답 해석은 주로 압력분포 방법에 근간을 두고 수행되어 왔다(Yago and Endo, 1996; Kashiwagi and Furukawa, 1997; 신 등, 1999). 두 번째 방법은 소오스 분포법 및 소오스-다이폴 분포법이다(구 등, 1998; 심 등, 1999; Shin *et al.*, 1999; 신과 이, 1999). 세 번째 방법으로 3차원 속도 포텐셜 접속법이 있다(Nagata *et al.*, 1997; Ohmatsu, 1998). 이 방법은 유체력을 산정하기 위해 유체영역을 영역1과 영역2로 나누어서, 사각형 모양의 영역에 Helmholtz 방정식의 Dirichlet 문제의 해를 사용하여 계산하였다. 판의 응답은 양단 자유보의 고유 모드 함수에 의한 확장으로 근사시키는 방법과 유한 요소법을 사용하는 방법으로 나눌 수 있다.

본 연구에서는 상자형 구조물의 유체 압력을 계산하기 위해 압력분포법과 소오스-다이폴 분포법을 사용하였다. 일반화된 방사문제의 해는 양단 자유보의 고유 모드와 판 요소의 단위 운동을 이용하여 해석하였고, 산란문제는 강체 운동에서 이용되는 산란 포텐셜을 사용하여 계산하였다. 구조물의 응답은 판 방정식을 도입하여 모드 전개법과 유한요소법을 이용하여 계산하였다.

본 연구에서 개발한 4가지 방법을 검증하기 위해 실증 실험을 행한 메가플로트 모델을 택하였으며, 본 대학의 해양공학광폭 수조 및 Yago *et al.*의 실험 및 계산결과와 비교하여 좋은 결과를 얻었다(Yago and Endo, 1996; 신 등, 1999).

2. 수식의 정식화

2.1 소오스-다이폴분포법과 유한요소법

좌표계는 우수좌표계를 사용하고, 구조물의 위치는 z=0에서 평면으로 Fig. 1과 같이 정의된다.

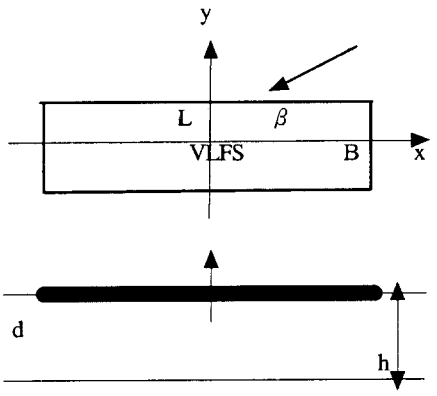


Fig. 1 Coordinate system

구조물의 형상은 길이 L, 폭 B인 사각형 형태이고, 흘수 d는 폭과 길이에 비해서 아주 작다. 선형이론을 도입하기 위해 구조물의 운동은 미소진폭의 시간 조화운동이라 가정하여 물체 및 자유표면 경계조건은 선형화 시킨다.

속도 포텐셜 ϕ, 압력 p, 구조물의 수직변위 w 는 다음과 같이 표현된다.

$$\phi = i\omega[a(\phi_I+\phi_S) + \sum_{i=1}^{NX\times NY/4} w_i\phi_i] \tag{1}$$

$$p = \rho g[a(p_I+p_S) + \sum_{i=1}^{NX\times NY/4} w_ip_i] \tag{2}$$

a ; 입사파의 진폭

ρ ; 물의 밀도

g ; 중력가속도

하첨자 I ; 입사파 성분, S ; 산란성분

w_i ; i 번째 운동의 복소진폭

NX ; x축 방향의 요소 수

NY ; y축 방향의 요소 수

유한 수심에서 입사파의 포텐셜 ϕ_I는 선형파 이론을 사용함으로서 주어진다.

$$\phi_I = \frac{g}{\omega^2}\frac{\cosh k_0(z+h)}{\cosh k_0h}\exp[-ik_0(x\cos\beta+y\sin\beta)] \tag{3}$$

ω ; 입사파의 주파수

β ; 입사파의 진행방향과 x축과 이루는 각

k_0 ; 분산관계를 만족하는 파수

유탄성 응답을 나타내기 위한 일반화된 방사 문제는 4개의 유체 요소가 같이 단위 운동을 할 때 각 절점에 유기하는 포텐셜을 계산하는 문제로 구성되었고, ϕ_i (i= 1, ... , $NX\times NY/4$)는 무한원방에서 방사조건과 다음과 같은 조건을 만족한다.

$$\nabla^2\phi_i = 0 \qquad \text{in the fluid domain} \tag{4}$$

$$\phi_{iz} - \frac{\omega^2}{g}\phi_i = 0 \qquad \text{at } z=0 \tag{5}$$

$$\phi_{iz} = 0 \qquad \text{at } z=-h \tag{6}$$

속도 포텐셜은 그린(Green) 제 2정리에 의해 다음과 같이 소오스와 법선 다이폴에 의해서 각 요소의 절점에서 계산된다.

$$2\pi\phi_i(x) + \int\int_{s_H}\phi_i(\xi)\frac{\partial G(\xi,x)}{\partial n_\xi}dS(\xi) = \int\int_{S_H}\frac{\partial\phi_i(\xi)}{\partial n_\xi}G(\xi,x)dS(\xi) \qquad i=1,2,...NX\times NY/4 \tag{7}$$

$G(\xi,x)$; 유한수심에 대한 그린 함수

n ; 단위 법선벡터

x와 ξ ; 관측점과 용출점

S_H ; 구조물의 밑면

(7)에서 i가 변하더라도 좌변의 행렬은 같고 우변의 행렬을 $NX\times NY/4$ 수 만큼 계산함으로써 ϕ_i을 계산할 수 있다. 유탄성 문제를 해석하기 위해 일반화된 방사문제에 대한 물체 표면조건은 다음과 같다.

$$\frac{\partial\phi_i}{\partial n} = n_{zi} \qquad i=1,2,...NX\times NY/4 \tag{8}$$

산란 포텐셜에 대한 물체 표면조건은 기존의 강체문제와 동일하게 주었다.

$$\frac{\partial\phi_S}{\partial n} = -\frac{\partial\phi_I}{\partial n} \tag{9}$$

(7)에서 방사 문제의 적분방정식을 풀기 위해 방사문제의 포텐셜은 이웃하는 4개의 패널의 단위운동에 의해 표현된다(신과 이, 1999).

(7)의 적분 방정식은 $NX\times NY$ 개의 요소로 분할하여 각 면적 요소에서 ϕ 및 $\frac{\partial\phi}{\partial n}$이 일정하다는 가정아래 다음과 같다.

$$2\pi(\phi_j)_i + \sum_{j=1}^{NX\times NY}(\phi_j)_i\int\int_{\delta S_j}\frac{\partial G_{ij}}{\partial n_j}dS_j = \sum_{j=1}^{NX\times NY}(n_z)_i\int\int_{\delta S_j}G_{ij}dS_j \qquad i=1,2,...NX\times NY/4 \tag{10}$$

(10)에서 도출된 대수 방정식을 풀면 각 면적 요소에서 ϕ_i가 계산되어 진다.

구조물의 밑면에 작용하는 압력은 선형화된 베르누이 방정식을 적용하면 아래와 같이 계산되어 진다.

$$p = \rho gRe\sum_{i=1}^{NX\times NY/4}[i\omega w_i\phi_ie^{i\omega t}] + \rho gaRe[(\phi_I+\phi_S)e^{i\omega t}] \tag{11}$$

2.2 압력분포법과 모드 전개법

미소진폭의 시간 조화운동이라 가정하고, 물체 및 자유표면 경계조건은 선형화시킨다. 유체의 유동이 비 점성, 비 회전 및 비 압축성이라 가정하면 속도 포텐셜을 도입할 수 있다. 입사파의 입사각은 β에 의해 표시된다.

속도 포텐셜 ϕ, 압력 p, 구조물의 수직변위 w 는 다음과 같이 표현된다.

$$\phi = i\omega a[\phi_I + \phi_S] + \sum_j i\omega X_j \phi_j \tag{12}$$

$$p = \rho g[a(p_I + p_S) + \sum_j X_j p_j] \tag{13}$$

$$w = a(\zeta_I + \zeta_S) + \sum_j X_j \zeta_j \tag{14}$$

하첨자 I는 입사파와 관련된 성분을 표시하고, S는 산란성분을 나타내며 j는 복소진폭 X_j와 운동의 j번째 모드의 방사성분을 표시한다. 모우드 정의에서 강체운동 뿐만 아니라 유탄성 변형을 표시하는데 사용되는 일반적인 모드를 포함시켜 계산을 수행한다.

자유표면위에 임의의 압력이 작용될 때, 자유표면의 운동학적 및 동력학적 조건은 다음과 같다.

$$p_j = K\phi_j + \zeta_j, \quad -\frac{\partial \phi_j}{\partial z} = \zeta_j \quad \text{on } z=0 \tag{15}$$

$$K = \omega^2/g$$

여기에서 자유표면에 압력이 적용되는 곳은 구조물의 안쪽이고, 구조물 밖의 압력은 0이다. 속도 포텐셜은 구조물의 바깥쪽의 압력이 p=0 와 더불어 (15)를 만족하는 그린(Green) 함수는 수면 압력 p의 컨볼루션(convolution) 적분에 의해 다음과 같이 표현된다.

$$\phi(x,y,0) = -\int\int_{S_H} p(\xi,\eta) G(x-\xi, y-\eta, 0) d\xi d\eta \tag{16}$$

$G(x-\xi, y-\eta, 0)$는 수심이 유한한 경우에 자유표면 위에서 동요하는 그린함수이다. (15)를 (16)에 적용하여 (16)를 다른 표현으로 나타내면 다음과 같다.

$$p_j(x,y) + K\int\int_{S_H} p_j(\xi,\eta) G(x-\xi, y-\eta, 0) d\xi d\eta = \zeta_j(x,y) \tag{17}$$

ζ_j ; j 번째 모드의 수직변위

그린 함수, $G(x-\xi, y-\eta, 0)$는 유한수심의 경우에 대해, 소오스가 ζ=0에 위치한 형태를 사용하고 그 형태는 다음과 같다.

$$G(x-\xi, y-\eta, 0) = \frac{2}{\pi}\sum_{n=0}^{\infty} \frac{k_n \cos k_n h \cos k_n(z+h) K_0(k_n R)}{2k_n h + \sin 2k_n h} - i\frac{k_0 \cosh k_0 h \cosh k_0(z+h)\ H_0^{(2)}(k_0 R)}{2k_0 h + \sinh 2k_0 h} \tag{18}$$

where

$$R = \sqrt{(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2}$$

$$Kh + k_n h \tan k_n h = 0, \qquad \left(\frac{\pi}{2} + (n-1)\pi < k_n < \frac{\pi}{2} + j\pi\right)$$

$$k_0 \tanh k_0 h = K$$

K_0 ; 2nd kind of modified Bessel function

$H_0^{(2)}$; 2nd kind of Hankel function

그린함수의 수치계산은 Seto에 의해 개발된 방법을 사용하였다(Seto, 1992). (17)의 우측 항은 j 번째 모드의 수직 변위이다. 산란문제에서 산란에 기인한 수직변위는 다음과 같이 표현된다.

$$\zeta_S(x,y) = -\zeta_I(x,y) = \exp[ik_0(x\cos\beta + y\cos\beta)] \tag{19}$$

$$\zeta_I + \zeta_S = 0. \tag{20}$$

산란문제에 대한 적분방정식은 (17)과 마찬가지로 다음과 같이 표현된다.

$$p_S(x,y) + K\int\int_{S_H} p_S(\xi,\eta) G(x-\xi, y-\eta, 0) d\xi d\eta = \zeta_S(x,y) \tag{21}$$

일반화된 방사 문제(j=1,2,3..., ∞)를 해석하기 위해서 수직 변위는 수학적인 모드 형상의 적절한 형태를 사용하여 표현된다 (Newman, 1994).

$$\sum_j X_j \zeta_j(x,y) = \sum_{m=0}^{\infty}\sum_{n=0}^{\infty} X_{mn} u_m(x) v_n(y) \tag{22}$$

x, y축에서 모드함수는 $u_m(x)$와 $v_n(y)$ 이고, 아래의 식은 양단이 자유인 균일 보에 대한 굽힘에 대한 고유모드이다.

$$u_0(x) = 1$$

$$u_{2m}(x) = \frac{1}{2}\left[\frac{\cos \kappa_{2m}\frac{x}{L/2}}{\cos \kappa_{2m}} + \frac{\cosh \kappa_{2m}\frac{x}{L/2}}{\cosh \kappa_{2m}}\right]$$

$$u_1(x) = \frac{x}{L/2} \tag{23}$$

$$u_{2m+1}(x) = \frac{1}{2}\left[\frac{\sin \kappa_{2m+1}\frac{x}{L/2}}{\sin \kappa_{2m+1}} + \frac{\sinh \kappa_{2m+1}\frac{x}{L/2}}{\sinh \kappa_{2m+1}}\right]$$

v는 u와 같은 형태이고, 양단이 자유인 보의 고유치 κ_m은 아래 방정식의 양의 실수근을 나타낸다.

$$(-1)^m \tan \kappa_m + \tanh \kappa_m = 0 \tag{24}$$

(23)에 사용된 함수들은 직교적인 성질을 가지며, 다음의 관계를 만족한다.

$$\int_{-1}^{1} u_m(x) u_k(x) dx = \frac{1}{2}\delta_{mk}, \text{ for m, k} \geq 1 \tag{25}$$

δ_{mk}는 Kronecker delta 함수이고, m=k이면 1 이며 그렇지 않으면 0 이다.

(17)의 우측 항은 $\zeta_j(x,y) = u_m(x) v_n(y)$로 주어진다. 운동의 성질이 같은 모드를 분류하기 위해 m과 n을 짝수 및 홀수로 표현하여 결합하면, 4가지 형태의 모드 합성으로 나타내어진다. 이중에서 강체 운동과 관련된 3가지 모드는 상하운동 ($u_0 v_0$), 횡운동($u_0 v_1$) 및 종운동($u_1 v_0$)이고, 나머지 하나는 비

대칭 모드이다. 산란문제에 대한 식 (21)은 위에서 언급되었듯이 방사문제와 같은 4가지 운동의 형태로 특징지어진다.

2.3. 압력분포법과 유한요소법

속도 포텐셜 ϕ, 압력 p, 구조물의 수직변위 w 는 다음과 같이 표현된다.

$$\phi = i\omega a[\phi_I + \phi_S] + \sum_j i\omega X_j \phi_j \tag{26}$$

$$p = \rho g[a(p_I + p_S) + \sum_j X_j p_j] \tag{27}$$

$$w = a(\zeta_I + \zeta_S) + \sum_j X_j \zeta_j \tag{28}$$

$j=1,2, \ldots. NX \times NY/4$

자유표면위에 임의의 압력이 작용될 때, 자유표면의 운동학적 및 동력학적 조건은 다음과 (15)와 같고, (15)를 이용하여 압력에 대한 적분방정식을 나타내면 (17)과 같다. 본 방법에서 방사문제의 해는 2.1절과 같이 이웃하는 4개의 유체 요소가 단위 수직운동을 함으로서 방사 압력을 계산하였다.

산란문제에서 산란에 기인한 수직변위는 (19)와 같고 적분방정식은 (21)과 같다.

2.4 소오스-다이폴분포법과 모드 전개법

속도 포텐셜 ϕ, 압력 p, 구조물의 수직변위 w 는 (12)~(14)와 같이 표현된다.

ϕ_k ($k = 1, \ldots, \infty$)는 (4)~(6)을 만족하며, 물체표면 경계조건은 다음과 같다.

$$\frac{\partial \phi_k}{\partial n} = \zeta_k \qquad \text{on body} \tag{32}$$

$$\frac{\partial \phi_S}{\partial n} = -\frac{\partial \phi_I}{\partial n} \qquad \text{on body} \tag{33}$$

속도 포텐셜은 그린(Green) 제 2정리에 의해 다음과 같이 소오스와 법선 다이폴에 의해서 각 요소의 절점에서 계산된다.

$$2\pi\phi_k(x) + \int\int_{S_H} \phi_k(\xi) \frac{\partial G(\xi, x)}{\partial n_\xi} dS(\xi) = \int\int_{S_H} \zeta_k G(\xi, x) dS(\xi) \tag{34}$$

$$(k = 1, \ldots, \infty)$$

적분 방정식은 $NX \times NY$ 개의 요소로 분할하여 각 면적 요소에서 ϕ 및 $\frac{\partial \phi}{\partial n}$ 이 일정하다는 가정아래 방사포텐셜은 다음과 같이 계산된다.

$$2\pi(\phi_j)_k + \sum_{j=1}^{NX \times NY} (\phi_j)_k \int\int_{\delta S_j} \frac{\partial G_{ij}}{\partial n_j} dS_j = \sum_{j=1}^{NX \times NY} (\zeta_j)_k \int\int_{\delta S_j} G_{ij} dS_j \tag{35}$$

($k = 1, \ldots, \infty$)

일반화된 방사 문제($k=1,2,3\ldots, \infty$)를 해석하기 위해서 수직 변위는 수학적인 모드 형상의 적절한 형태를 사용하여 표현되며, 식(22)~(25)를 참고하면 된다.

3. 판의 유탄성운동

3.1 유한요소법

사각형 바아지 형태의 초대형 부유식 구조물은 구조물이 길이와 폭에 비해서 흘수가 아주 작으므로 상자형 구조물은 판으로 근사 시킬 수 있다. 그러므로 유체력과 관련된 압력에 의한 판의 운동 응답은 다음식에 의해 표현된다.

$$-M\omega^2 w(x,y) + D[\frac{\partial^4}{\partial x^4} + 2\frac{\partial^4}{\partial x^2 \partial y^2} + \frac{\partial^4}{\partial y^4}] w(x,y) = -\rho i\omega\phi w - \rho g w \tag{36}$$

D=($Et^3/12(1-\nu^2)$) ; flexural rigidity

(E ; Young's modulus, ν; Poisson's ratio,

t ; 구조물 두께)

$M(= total\ mass/LB)$; 질량분포

$w(x,y)$; 판의 수직 변위

이를 판요소를 이용하여 유한요소 모델링하면 다음과 같이 표현된다.

$$(-\omega^2([M]+[m]) + i\omega[N] + [K_r] + [K_s])[w] = [F] \tag{37}$$

$[M]$; 요소부체 질량 행렬

$[m]$; 부가 질량 행렬

$[N]$; 감쇠계수 행렬

$[K_r]$; 복원력 및 복원 모우먼트

$[K_S]$; 강성행렬

$$= \begin{bmatrix} K_{I,I} & symmetric \\ K_{II,I} & K_{II,II} \end{bmatrix} ; \ 12 \times 12 \text{ matrix}$$

구조물의 강성행렬 K_S은 4개의 절점에서 3가지 운동을 포함하므로 12×12 행렬로 구성되며, 강성행렬의 구체적인 형태는 Yago의 논문을 참고하였다(Yago and Endo, 1996).

수직 운동에 기인한 방사 및 산란 압력은 상하요, 횡동요 및 종동요 성분을 포함하기 위해 유체력 계산으로부터 구조의 판방정식을 계산 할 때 각 절점에서 3가지 힘 성분을 도출하였다(Yago and Endo, 1996; 신과 이, 1999).

3.2 모우드 전개법

(17)과 함께 (21)의 해를 산출하면 구조물의 밑면에 작용하는 압력을 계산할 수 있고, 유체력과 관련된 유체 압력에 의해 판의 응답은 다음과 같이 기술될 수 있다.

$$-m\omega w(x,y) + D[\frac{\partial^4}{\partial x^4} + 2\frac{\partial^4}{\partial x^2 \partial y^2} + \frac{\partial^4}{\partial y^4}] w(x,y) = -p(x,y) \tag{38}$$

$p(x,y)$; 판에 작용하는 유체 압력

유체 압력 p는 정압, 산란 및 방사문제로부터 계산된 유체 동역학적인 해를 포함한다.

유체압력, 수직운동 변위를 나타내는 (13)과 (14)를 (38)에 대입하면, 다음과 같은 식이 도출된다.

$$-KM'\sum_j(\frac{X_j}{a})\zeta_j(x,y)+D'\sum_j(\frac{X_j}{a})[\frac{\partial^4}{\partial x^4}+2\frac{\partial^4}{\partial x^2\partial y^2}$$

$$+\frac{\partial^4}{\partial y^4}]\zeta_j(x,y)=\ -p_S(x,y)-\sum_j(\frac{X_j}{a})p_j(x,y) \qquad (39)$$

$$M'=M/\rho LB,\ \ D'=D/\rho g$$

(39)을 유도할 때, z=0에서 $p_I=0$ 과 $\zeta_I+\zeta_S=0$이라는 조건이 사용되었다.

(39)에서 양변에 $\zeta_i(x,y)=u_k(x)v_l(y)$을 곱하여 구조물의 밑면에 따라 면 적분을 수행하면, 다음과 같은 식이 유도된다.

$$\sum_j(\frac{X_j}{a})[-K(M_{ij}+A'_{ij}-iB'_{ij})+C'_{ij}+D_{ij}]=E'_i \qquad (40)$$

$(i,\ j\ =1,\ 2,\ 3,\ \ldots\ldots\ ,\infty)$

$$M_{ij}=M'\int_{-L/2}^{L/2}\int_{-B/2}^{B/2}\zeta_i\zeta_j dxdy \qquad (41)$$

$$D_{ij}=D'\int_{-L/2}^{L/2}\int_{-B/2}^{B/2}\zeta_i[\frac{\partial^4}{\partial x^4}+2\frac{\partial^4}{\partial x^2\partial y^2}+\frac{\partial^4}{\partial y^4}]\zeta_j dxdy \qquad (42)$$

$$K[A'_{ij}-iB'_{ij}]-C'_{ij}=-\int_{-L/2}^{L/2}\int_{-B/2}^{B/2}p_j\zeta_i dxdy \qquad (43)$$

$$C'_{ij}=\int_{-L/2}^{L/2}\int_{-B/2}^{B/2}\zeta_i\zeta_j dxdy \qquad (44)$$

$$E'_i=-\int_{-L/2}^{L/2}\int_{-B/2}^{B/2}p_s\zeta_i dxdy \qquad (45)$$

M ; Mass matrix
D ; Stiffness matrix
A', B', C' ; Added mass matrix, damping matrix, hydrostatic restoring matrix
E' ; Wave exciting force matrix

(40)은 (23)과 (25)를 적용하면 해석적으로 구할 수 있다. (40)에 주어진 D_{ij}는 구조물의 강성행렬이고, 구조물의 강성에 기인한 복원력 계수로 간주된다.

4. 해석 및 검토

이 논문은 일본에서 실증실험을 행한 메가플로트 phase 1 구조물을 택하여 계산하였다. 기본 제원은 Table 1에 나타내었다.

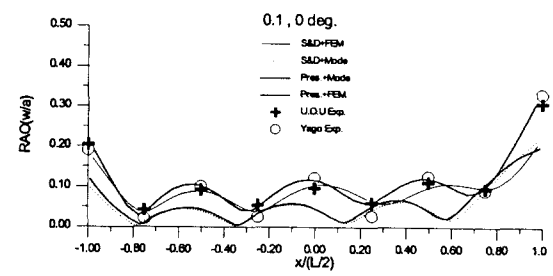
Table 1 Numerical data for computation

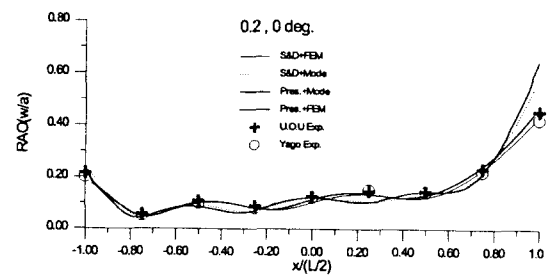
L×B×D×draft ; 300m×60m×2m×0.5m
h ; 8m, 58.5m
E ; 1.2175×109 kg/m^2

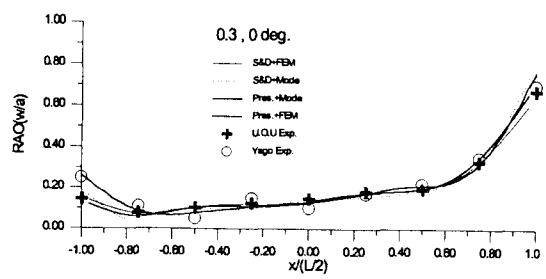
λ_∞은 무한수심에서 산정된 파장을 나타내고, 본 논문의 그림은 무한수심의 파장을 사용하여 무차원화 하였다. 본 논문에서 계산은 λ_∞/L=0.1인 경우는 패널수=100×12, λ_∞/L=0.2인 경우는 패널수=80×12, λ_∞/L=0.3, 0.4, 0.5, 0.6, 0.7, 0.8, 0.9, 1.인 경우는 패널수=60×12를 사용하였고, 모드 전개법인 경우에 λ_∞/L=0.1인 경우는 m=10, n=2이고 λ_∞/L=0.2, 0.3, 0.4, 0.5, 0.6, 0.7, 0.8, 0.9, 1.인 경우는 m=5, n=1을 사용하였다.

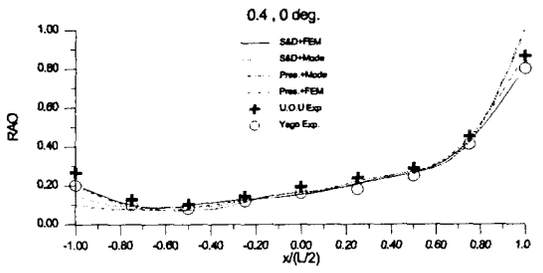
본 계산에 사용된 그림은 수직 응답 변위인데 무차원화는 운동변위/파진폭으로 하였다.

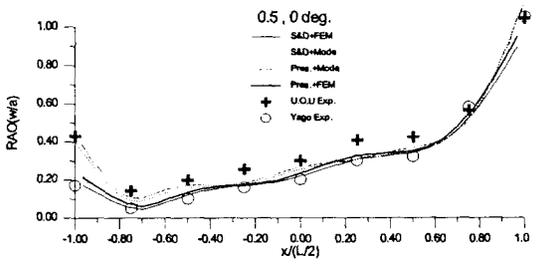
Fig. 2는 λ_∞/L=0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5, 0.6, 0.7, 0.8, 0.9, 1., β=0°, 수심(=58.5m)인 경우에 구조물의 centerline의 수직변위를 도시하였다. 파장이 짧아질 경우(λ_∞/L=0.1)에는 4절 진동이 나타나고, 파장비가 커짐에 따라 3절, 2절의 진동의 모드가 나타난다. 4가지 방법의 계산결과는 λ_∞/L=0.1인 경우를 제외하고 전반적으로 잘 일치하고 있다.

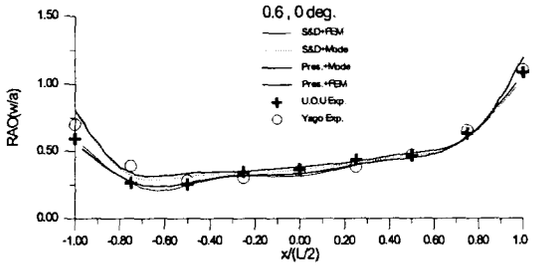


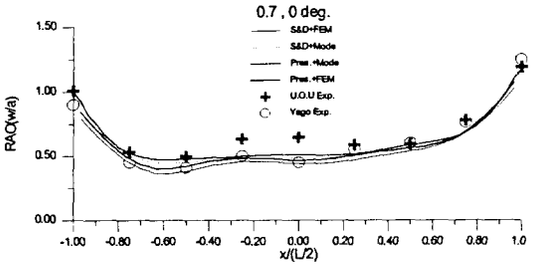


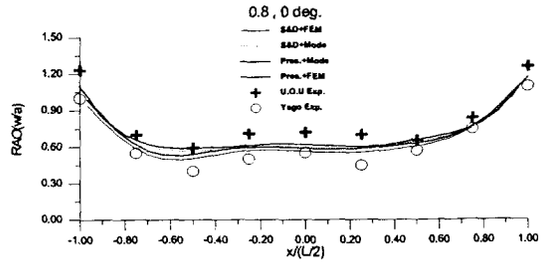


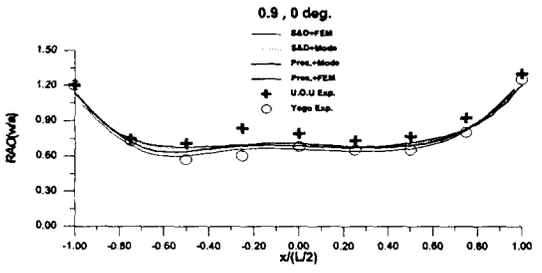












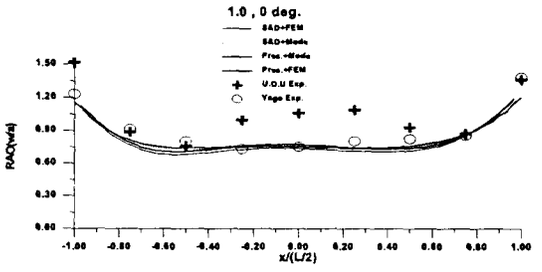
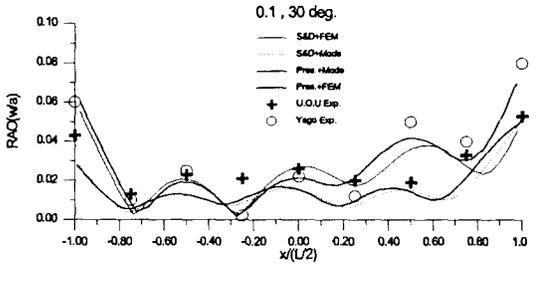
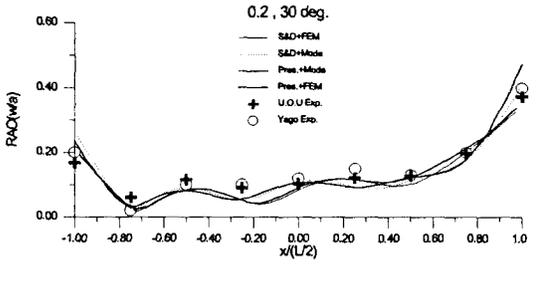


Fig. 2 Longitudinal distributions of vertical displacement amplitude on centerline (β=0o)

Fig. 3은 λ_∞/L=0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5, 0.6, 0.7, 0.8, 0.9, 1., β=30°, 수심(=58.5m)인 경우에 구조물의 centerline의 수직변위를 도시하였다. 계산치와 실험치는 매우 잘 일치하고 있고, 그림에서 알 수 있듯이 파상측에서 파하측에 향해 변위진폭은 부드럽게 감소하는 경향을 보이며 파하측 단부 근처에서 다시 진폭이 증대하는 점이 특이하다. 또한 횡운동 성분이 나타나는 것을 보여준다.





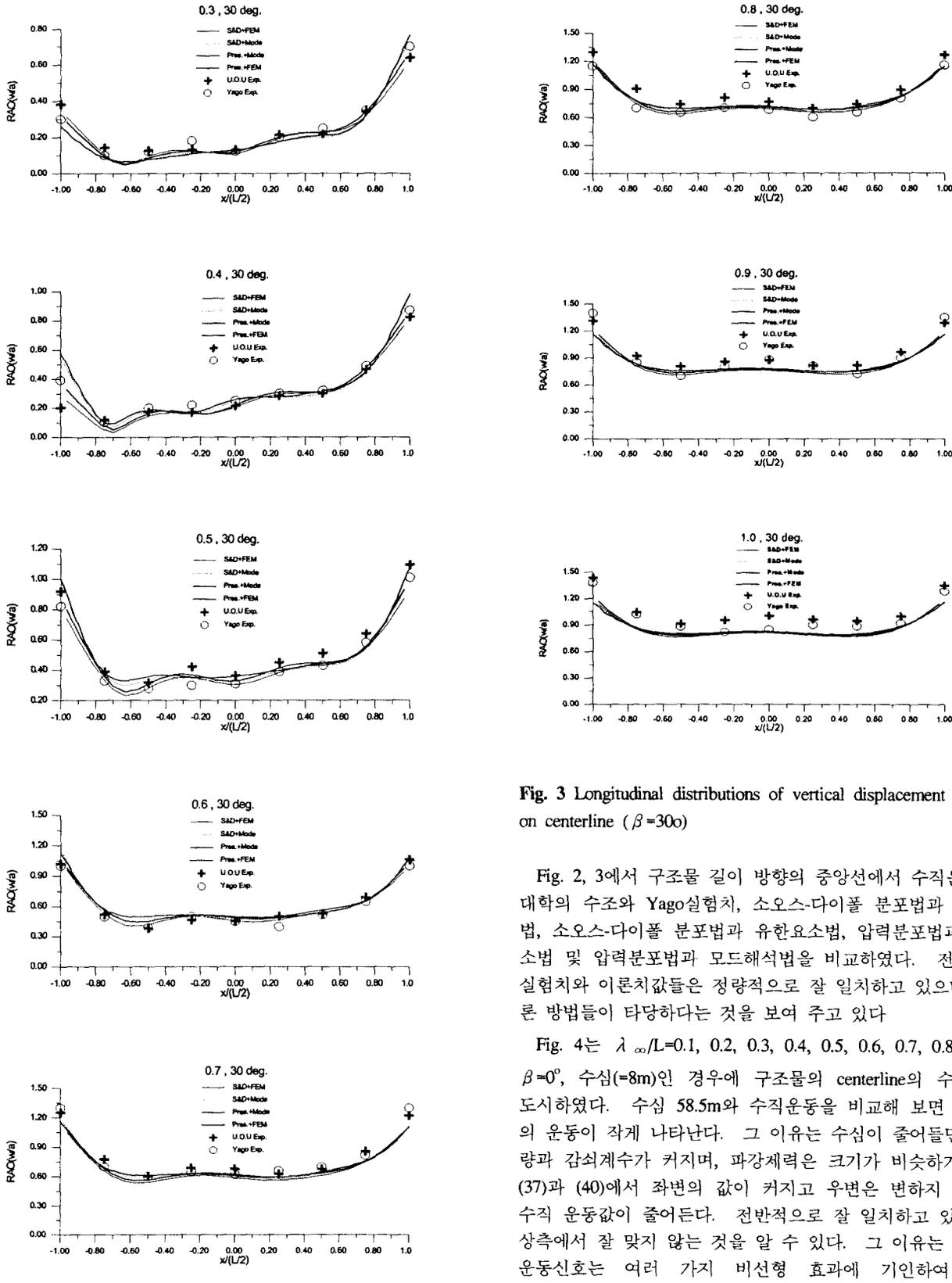


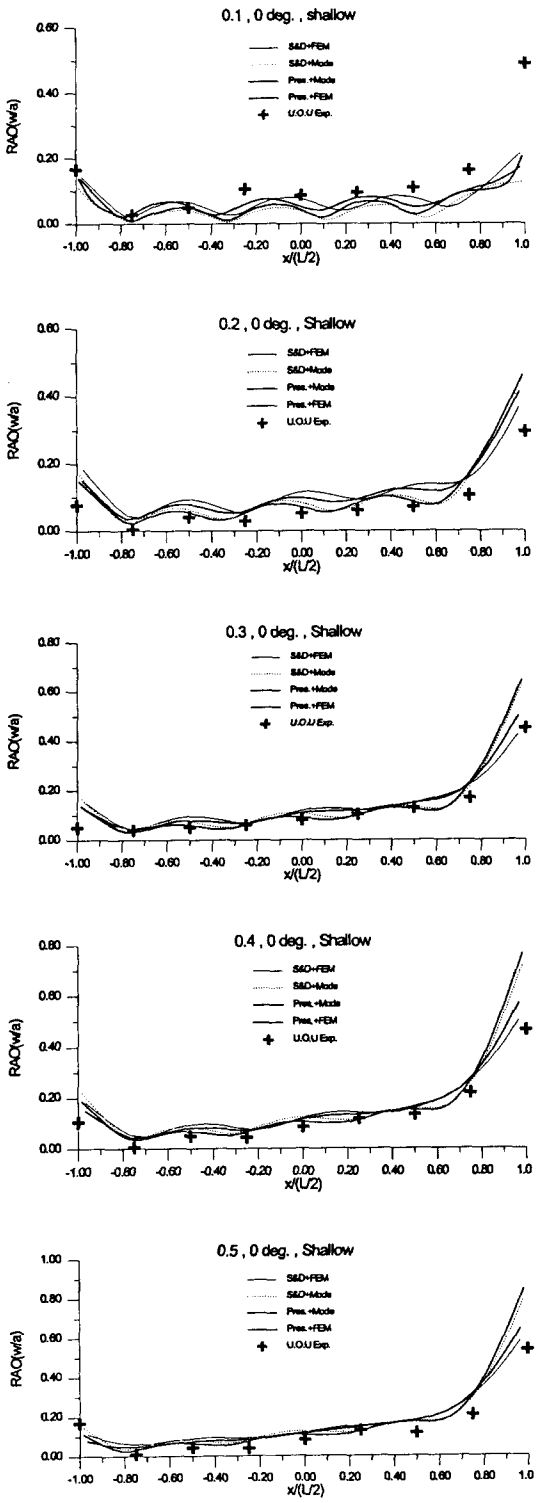
Fig. 3 Longitudinal distributions of vertical displacement amplitude on centerline (β=30o)

Fig. 2, 3에서 구조물 길이 방향의 중앙선에서 수직운동을 본 대학의 수조와 Yago실험치, 소오스-다이폴 분포법과 모드해석법, 소오스-다이폴 분포법과 유한요소법, 압력분포법과 유한요소법 및 압력분포법과 모드해석법을 비교하였다. 전반적으로 실험치와 이론치값들은 정량적으로 잘 일치하고 있으며, 본 이론 방법들이 타당하다는 것을 보여 주고 있다

Fig. 4는 λ_∞/L=0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5, 0.6, 0.7, 0.8, 0.9, 1., β=0°, 수심(=8m)인 경우에 구조물의 centerline의 수직변위를 도시하였다. 수심 58.5m와 수직운동을 비교해 보면 수심 8m의 운동이 작게 나타난다. 그 이유는 수심이 줄어들면 부가질량과 감쇠계수가 커지며, 파강제력은 크기가 비슷하기 때문에 (37)과 (40)에서 좌변의 값이 커지고 우변은 변하지 않으므로 수직 운동값이 줄어든다. 전반적으로 잘 일치하고 있으나, 파상측에서 잘 맞지 않는 것을 알 수 있다. 그 이유는 파상측의 운동신호는 여러 가지 비선형 효과에 기인하여 규칙적(sinusoidal) 운동이 잘 나오지 않는데 기인한다. 전반적인 λ_∞/L에서 파상측의 계산치와 실험치가 맞지 않는 것을 알

수있다. 이는 실험을 수행할 때 계류계가 완전히 자유운동을 못하고 수직운동을 구속하기 때문에 계류의 영향이 종파인 경우보다 사파 중에서 더 작용하기 때문이라 생각된다.

수심이 작을수록 구조물의 운동 모드의 파장이 작아지며 전반적으로 수직변위가 줄어드는 것을 알 수 있고, 전체적으로 운동의 모드를 잘 표현한 것을 볼 수 있다.



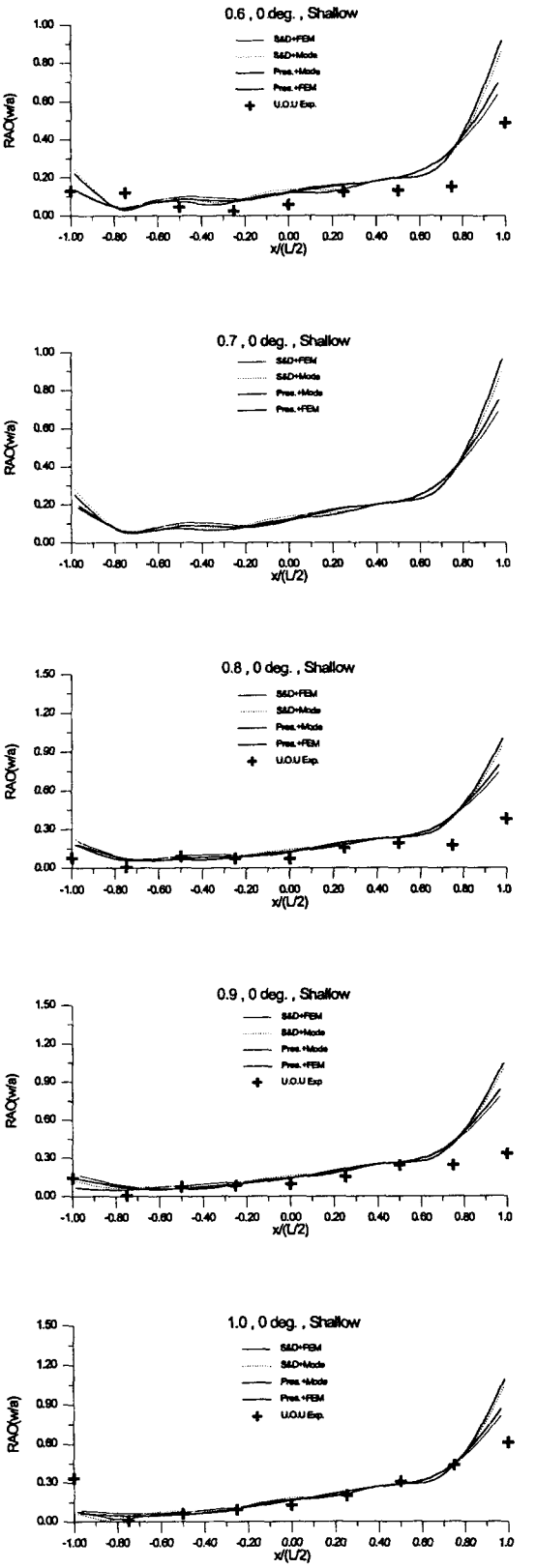


Fig. 4 Longitudinal distributions of vertical displacement amplitude on centerline (β =0o)

5. 결 론

유체의 압력을 해석하기 위하여 압력분포법과 소오스-다이폴 분포법을 사용하였고, 구조물의 탄성응답을 해석하기 위하여 모드 전개법과 유한요소법을 사용하여 초대형 부유식 해양구조물에 대한 유탄성 응답 해석을 수행하였다. 위에서 개발된 4가지 방법을 수심을 바꾸어 가며 계산을 수행하여 결과치를 Yago 계산값, 실험 값 및 울산대학교 해양공학 광폭수조의 실험 값을 비교하여 본 대학에서 개발한 이론 프로그램들이 타당함을 확인하였다.

특히 짧은 파장과 수심이 변하는 경우도 별 어려움 없이 계산을 수행할 수 있었다. 계산 결과에 의하면 수심이 줄어들면 구조물 운동의 파장도 심수에 비교하여 줄어드는 것을 확인하였다.

결과적으로 본 논문에서 사용한 4가지 방법은 계산 목적에 따라 다양하게 적용 가능하다. 모우드 해석법은 각각의 모드당 복소 진폭과 주파수를 알 수 있어 구조물의 물리적인 특성을 파악하기 쉽다. 유한 요소법은 구조물의 모양, 강성 및 구조물의 질량이 부분적으로 바뀌어도 모든 경우의 구조물에 대해 유탄성 응답의 해석이 가능하여 초기 설계 단계에서 효과적으로 사용할 수 있다. 결과적으로 본 논문에 사용한 4가지 방법은 초대형 부유식 해양구조물의 유탄성 응답을 해석하기 위한 효과적인 해석법이라 생각되고, 앞으로 위의 방법을 이용하여 방파제를 포함한 초대형 부유식 구조물의 운동 해석, 불규칙파 중의 운동해석 및 비선형 운동해석이 추가적으로 요구된다.

참 고 문 헌

구자삼, 조효제, 김병현, 이창호(1998). "바아지식 초대형 부유 구조물의 유탄성 응답 해석", 해양공학회지 제12권 제2호.

신현경, 이호영, 신현수, 박인규(1999). "초대형 부유식 해양구조물의 유탄성 해석-압력분포 방법", 대한조선학회 추계연구발표회 논문집.

신현경, 이호영(1999). "천홀수 초대형 부유식 해양구조물의 유탄성 응답 해석", 한국해양공학회 추계연구발표회.

신현경 등(1999). "천홀수 부유식 해양 구조물의 유탄성 모형시험", 대한조선학회 논문집, 제36권 제4호.

심인환, 윤재돈, 최항순(1999). "사파중에 놓인 거대 부유체의 응답에 대한 유탄성 해석", 대한조선학회 논문집, 제 36권 제 3호.

Kashiwagi, M. and Furukawa, C.(1997). "A Mode-Expansion Method for Predicting Hydroelastic Behavior of a Shallow-Draft VLFS", OMAE Vol.VI, Ocean Space Utilization.

Nagata, S. et al.(1994). "The Analysis of the Wave-Induced Responses of an Elastic Floating Plate", OMAE Vol. VI, Ocean Space Utilization.

Newman, J. N.(1994). "Wave Effects on Deformable Bodies", Applied Ocean Research.

Ohmatsu, S.(1998). "Numerical Calculation of Hydroelastic Behavior of Pontoon Type VLFS in Waves", OMAE.

Seto, H.(1992)."Some Expressions of Pulsating Source Potentials in Shallow Water and Their Efficient Algorithms", Trans. of West-Japan Society of Naval Architects, Vol. 85, pp 25~36.

Shin, H., Lee, H. Y., Yang, Y. S., Chung, T. Y. and Chung, J. H.(1999). "An Experimental Study on the Hydroelastic Behavior of Very Large Floating Structures", VLFS'99, Vol. II, Hawaii.

Yago, K. and Endo, H.(1996). "On the Hydroelastic Response of Box-Shaped Floating Structure with Shallow Draft", J. of Soc. of Naval Arch. of Japan, Vol. 180.

2000년 4월 10일 원고 접수
2000년 5월 13일 수정본 채택